

Les ADAF : Application aux binaires X

Jean-François Olive

*Université Paul Sabatier et Centre d'Etude Spatiale des
Rayonnements (CESR-CNRS), Toulouse, France*

Abstract. Based on the fundamental review by Narayan et al. (1998), this lecture describes the properties of advection-dominated accretion flows (ADAFs) and their applications to black hole X-ray binaries. The possibility of using ADAFs to explore the event horizons of black holes is highlighted.

1. Introduction

Ce cours est largement basé sur un article de revue récent sur les ADAF écrit par Narayan et al. (1998). J'ai uniquement tenté de dégager ce qui me semblait essentiel sur ce thème et de concentrer la discussion sur l'application des ADAF aux binaires X.

Le transfert de masse dans un système binaire X implique quasi inévitablement un flot de gaz en rotation autour de l'objet compact (étoile à neutrons ou trou noir), dans le plan de la binaire, que l'on nomme disque d'accrétion. Ce disque est en rotation différentielle. Le frottement visqueux des différents "anneaux" de matière permet d'extraire le moment cinétique du disque vers l'extérieur et de transformer l'énergie potentielle gravitationnelle en énergie interne du flot.

Si cette énergie interne est intégralement rayonnée, on peut définir la luminosité d'accrétion (L_{acc}) qui est la luminosité bolométrique maximale d'un flot de matière, de taux d'accrétion \dot{M} , qui chute depuis l'infini jusqu'à la distance R d'un objet de masse M . Cette luminosité s'écrit :

$$L_{acc} = \frac{GM\dot{M}}{R} \text{ erg.s}^{-1} \quad (1)$$

ADAF est un acronyme signifiant "Advection Dominated Accretion Flows". Il s'agit d'une classe de solutions pour les équations hydrodynamiques décrivant la structure du flot d'accrétion. Ce qui distingue les modèles d'ADAF des modèles antérieurs (e.g. le disque "froid" de Shakura & Sunyaev 1973, ou le disque instable "chaud" de Shapiro, Lightman

& Eardley 1976) c'est que l'énergie interne visqueuse, une fois stockée dans le flot de matière, n'est pas instantanément rayonnée. Elle est emportée vers l'objet compact. Cette advection d'énergie interne agit comme un mécanisme de refroidissement local. Si l'objet central est une étoile à neutrons, cette énergie finira par être rayonnée, au plus tard à la surface de l'étoile. Dans le cas d'un trou noir, une fraction de cette énergie peut disparaître à jamais avec le flot au delà de l'horizon. Dans ce cas, l'advection agit comme un mécanisme de refroidissement global du système. La luminosité de l'ADAF sera alors nettement inférieure à la luminosité d'accrétion ($L_{ADAF} \ll L_{acc}$).

Les solutions de type ADAF sont présentes dans deux cas extrêmes. A des taux d'accrétion super-Eddington, la profondeur optique très élevée piège les radiations et emporte l'énergie vers l'objet central. Ce cas d'ADAF optiquement épais a été présenté dans un article important de Abramowicz et al. (1988). A l'opposé, pour des taux d'accrétion très faibles, le gaz est incapable de se refroidir efficacement pendant la durée caractéristique du processus d'accrétion. L'énergie thermique visqueuse est emportée au lieu d'être rayonnée. Le gaz, optiquement fin, prend une configuration à deux températures. Le flot adopte une structure quasi sphérique dans les régions internes et ne ressemble en rien à un disque.

Ce cours présente les principales propriétés des ADAF à deux températures et les applications de ces modèles aux binaires X à faible taux d'accrétion.

2. Dynamique des ADAF

2.1 Les équations de base

La dynamique d'un flot d'accrétion axisymétrique est décrite par un jeu de quatre équations fondamentales, intégrées sur l'épaisseur du disque, qui expriment la conservation de la masse, de la quantité de mouvement radiale, du moment cinétique et de l'énergie :

$$\frac{d}{dR}(\rho R H v) = 0, \quad (2)$$

$$v \frac{dv}{dR} - \Omega^2 R = -\Omega_K^2 R - \frac{1}{\rho} \frac{d}{dR}(\rho c_s^2), \quad (3)$$

$$v \frac{d(\Omega R^2)}{dR} = \frac{1}{\rho R H} \frac{d}{dR} \left(\nu \rho R^3 H \frac{d\Omega}{dR} \right), \quad (4)$$

$$\rho v T \frac{ds}{dR} = q^+ - q^- = \rho \nu R^2 \left(\frac{d\Omega}{dR} \right)^2 - q^- \equiv f \nu \rho R^2 \left(\frac{d\Omega}{dR} \right)^2, \quad (5)$$

Dans ces équations, ρ est la densité du gaz, R le rayon, $H \sim c_s/\Omega_K$ l'échelle de hauteur verticale ("épaisseur du flot"), v la vitesse radiale, c_s la vitesse du son isotherme, T la température du gaz, Ω la vitesse angulaire, Ω_K la vitesse angulaire keplerienne, s l'entropie spécifique du gaz, q^+ le taux d'énergie par unité de volume générée par viscosité et q^- le taux d'énergie rayonnée par unité de volume. Le coefficient de viscosité cinématique ν est généralement paramétrisé par la "prescription α " de Shakura & Sunyaev (1973) :

$$\nu \equiv \alpha c_s H = \alpha \frac{c_s^2}{\Omega_K}, \quad (6)$$

où α est supposé indépendant de R .

La différence essentielle entre les modèles d'ADAF et les autres modèles hydrodynamiques se situe dans l'équation 5. On peut écrire cette équation de façon plus compacte :

$$q^{\text{adv}} = q^+ - q^-, \quad (7)$$

où q^{adv} est le taux d'énergie par unité de volume emporté par le flot d'accrétion. Pour les modèles autres que les ADAF, cette grandeur q^{adv} est nulle car l'énergie produite est aussitôt rayonnée.

Le paramètre f est le rapport entre l'énergie emportée par le flot (q^{adv}) et l'énergie produite localement (q^+). f mesure donc le degré avec lequel le flot est dominé par l'advection.

2.2 La solution auto-similaire

Une approximation analytique auto-similaire de la structure d'un ADAF a été donnée par Narayan & Yi (1994). En utilisant une approximation newtonienne ($\Omega_K^2 = GM/R^3$) et en supposant f constant, indépendamment du rayon R , ces auteurs ont montré que les équation (2)–(5) ont les solutions suivantes :

$$v(R) = -\frac{(5 + 2\epsilon')}{3\alpha^2} g(\alpha, \epsilon') \alpha v_{\text{ff}}, \quad (8)$$

$$\Omega(R) = \left[\frac{2\epsilon'(5 + 2\epsilon')}{9\alpha^2} g(\alpha, \epsilon') \right]^{1/2} \frac{v_{\text{ff}}}{R}, \quad (9)$$

$$c_s^2(R) = \frac{2(5 + 2\epsilon')}{9\alpha^2} g(\alpha, \epsilon') v_{\text{ff}}, \quad (10)$$

dans lesquelles :

$$v_{\text{ff}} \equiv \left(\frac{GM}{R} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

est la vitesse de chute libre,

$$\epsilon' \equiv \frac{\epsilon}{f} = \frac{1}{f} \left(\frac{5/3 - \gamma}{\gamma - 1} \right), \quad g(\alpha, \epsilon') \equiv \left[1 + \frac{18\alpha^2}{(5 + 2\epsilon')^2} \right]^{1/2} - 1, \quad (12)$$

γ est le rapport des chaleurs spécifiques du gaz, compris entre $4/3$, si la pression de radiation domine, et $5/3$, si la pression du gaz domine. ϵ est donc compris entre 0 ($\gamma = 5/3$) et 1 ($\gamma = 4/3$).

En général, f dépend des détails des processus de refroidissement et de chauffage, et doit varier avec R . Néanmoins, en considérant le cas où l'advection domine largement sur le rayonnement ($f \sim 1$) et en supposant $\alpha^2 \ll 1$, les solutions (8)–(10) prennent une forme simple :

$$\frac{v}{v_{\text{ff}}} \simeq - \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma - 5/9} \right) \alpha, \quad (13)$$

$$\frac{\Omega}{\Omega_K} \simeq \left[\frac{2(5/3 - \gamma)}{3(\gamma - 5/9)} \right]^{1/2}, \quad (14)$$

$$\frac{c_s^2}{v_{\text{ff}}^2} \simeq \frac{2}{3} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma - 5/9} \right) \quad (15)$$

Les ADAF ont des valeurs de viscosité relativement grande, typiquement $\alpha \sim 0.2 - 0.3$. Sur le jeu d'équations 13–15, on peut déterminer plusieurs caractéristiques simples des ADAF :

- La vitesse radiale est comparable à la vitesse de chute libre ($v > 0.1v_{\text{ff}}$). L'accrétion sur l'objet compact est donc rapide.
- Le gaz tourne à une vitesse sub-keplerienne. Dans le cas extrême $\gamma \rightarrow 5/3$, le gaz n'est plus en rotation ($\Omega \rightarrow 0$).
- La température du gaz, qui rayonne peu, est élevée ce qui produit un "gonflement" du flot d'accrétion ($H \sim c_s/\Omega_K \sim v_{\text{ff}}/\Omega_K \sim R$).

2.3 La structure verticale des ADAF

D'après les solutions décrites précédemment, le flot d'accrétion dans un ADAF prend une forme quasi-sphérique ($H \sim R$). Les équations différentielles intégrées sur l'épaisseur du disque sont peut être inadéquates. Narayan & Yi (1995a) ont calculé la structure verticale d'un ADAF dans la direction polaire (θ), en cherchant des solutions auto-similaires des équations non-intégrées, par exemple avec une densité de la forme $\rho \propto R^{-3/2}\rho(\theta)$, où $\rho(\theta)$ est une fonction sans dimension ; avec une vitesse radiale $v \propto R^{-1/2}v(\theta)$, etc.. Leurs résultats confirment que le flot d'un ADAF est quasi-sphérique et ne ressemble en rien à un disque.

La figure 1 montre les variations de Ω , v , ρ and c_s^2 en fonction de θ pour quelques valeurs typiques des paramètres ($\alpha = 0.1$, $\epsilon' = 0.1, 1, 10$). Pour un flot complètement dominé par l'advection ($f = 1$), des valeurs différentes de ϵ' correspondent à des valeurs différentes de γ : les trois solutions correspondent alors à $\gamma = 1.61, 1.33, 1.06$, respectivement. Si γ est fixé, des petites valeurs de ϵ' correspondent à de grandes valeurs de f donc des flots largement dominés par l'advection.

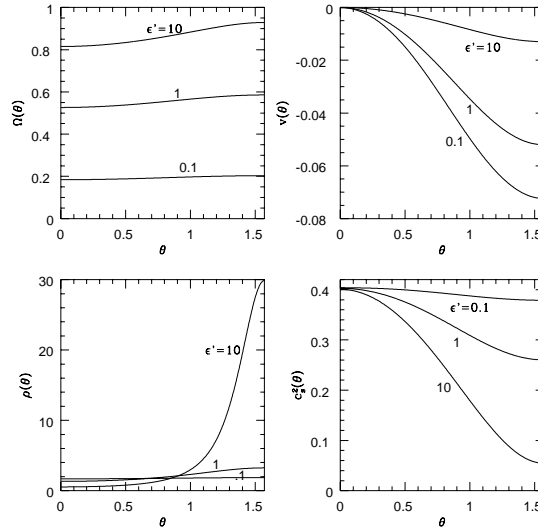


Figure 1.: *Profils angulaires de la solution auto-similaire avec $\alpha = 0.1$ et $\epsilon' = 0.1, 1, 10$. Haut, gauche : Vitesse angulaire, Ω/Ω_K Haut, droite : Vitesse radiale, v/v_{ff} , Bas, gauche : densité, ρ , Bas, droite : Vitesse du son, c_s^2/v_{ff}^2 .*

Sur la figure 1, nous constatons que Ω , ρ et c_s^2 dans un ADAF ($\epsilon' = 0.1$ ou 1) sont approximativement constants pour un rayon fixé et dépendent peu de l'angle polaire (symétrie sphérique). La vitesse radiale est nulle aux pôles ($\theta = 0$) et maximale à l'équateur. La majeure partie de l'accrétion a lieu dans le plan équatorial. La figure montre également le cas limite d'un disque fin dont le refroidissement radiatif est efficace ($\epsilon' = 10$). Dans ce cas, la densité est piquée à l'équateur et la vitesse de rotation est quasi-keplérienne ($\Omega \rightarrow \Omega_K$).

En dépit de la nature quasi-sphérique du flot, Narayan & Yi (1995a) ont montré que la solution des équations intégrées sur l'épaisseur est une bonne approximation de la solution générale.

2.4 Les solutions globales

Les solutions auto-similaires présentent l'inconvénient majeur de ne pas satisfaire aux conditions aux limites du flot de l'ADAF. En particulier, à grande distance de l'objet central, il est possible que le flot se raccorde à un disque fin et donc les paramètres vitesse, densité, etc..., doivent y être appropriés pour ce type de disque.

En utilisant des conditions aux limites réalistes, Narayan et al. (1997a) et Chen et al. (1997) ont obtenu des solutions pour une accréation sur un trou noir en utilisant un potentiel pseudo-newtonien, avec $\phi(R) = -GM/(R - R_S)$ et $\Omega_K^2 = GM/(R - R_S)^2 R$, qui simule un trou noir de Schwarzschild de rayon $R_S = 2GM/c^2$. Cette solution est en bon accord avec les solutions auto-similaires, excepté dans les régions proches des limites. Les solutions auto-similaires sont donc de bonnes approximations des flots réels.

Selon les valeurs de la viscosité α , les solutions globales montrent que l'on peut obtenir des flots de structures différentes (pour une discussion complète voir Narayan et al. 1998). Quand $\alpha < 0.01$, la viscosité du gaz est inefficace pour extraire le moment cinétique du flot. La vitesse d'accréation radiale est faible et la vitesse de rotation est super-keplerienne. Le gaz est en quasi-équilibre hydrostatique radial jusqu'à la dernière orbite stable. Cela donne des géométries de forme toroïdales. Au contraire, lorsque $\alpha > 0.01$, la viscosité permet d'extraire efficacement le moment cinétique du disque. La vitesse de chute est alors importante ($v \sim \alpha v_{ff}$) et la vitesse radiale est sub-keplerienne partout dans le flot. La géométrie de l'accréation est quasi sphérique. Les ADAF à deux températures, discutés par la suite, sont dans cette dernière catégorie ($\alpha \sim 0.2 - 0.3$).

Des solutions relativistes globales dans une géométrie de Kerr ont été calculées par Abramowicz et al. (1996), Peitz & Appl (1997) et Gammie & Popham (1998). Elles sont semblables aux solutions globales pseudo-newtoniennes de Narayan et al. (1997a) pour des rayons $R > 10R_S$, mais différent pour $R < 10R_S$. Dans ces régions internes, le spin du trou noir a un effet important sur la densité, la température, le moment angulaire et la vitesse radiale du gaz qui accrète.

On peut résumer les avancées théoriques récentes sur les ADAF en deux points :

1. La structure à deux dimensions dans le plan $R-\theta$ est bien comprise en utilisant des solutions auto-similaires.
2. En utilisant les équations intégrées sur l'épaisseur du disque (ce qui est une bonne approximation dans la zone auto-similaire), la structure radiale du flot a été calculée en incluant la relativité générale.

De nombreux problèmes théoriques demeurent, en particulier sur la structure spatiale de la zone de transition. De plus, l'introduction des effets de MHD dans les équations hydrodynamiques pourrait révéler de nouveaux phénomènes.

3. Les ADAF à deux températures

Les modèles d'ADAF optiquement fins, à faible taux d'accrétion (\dot{M}), ont été extensivement étudiés dans les dernières années et appliqués en particulier aux binaires X contenant un trou noir. Pour obtenir que l'advection l'emporte sur le rayonnement, une solution consiste à supposer que la matière adopte une configuration à deux températures, avec une température ionique bien supérieure à la température électronique (Narayan & Yi 1994, 1995a, 1995b, Abramowicz et al. 1995, Chen 1995, Chen et al. 1995)

3.1 Les hypothèses de base

Ces modèles d'ADAF à deux températures sont basés sur un certain nombre d'hypothèses critiques.

Un champ magnétique d'équipartition. On suppose que le champ magnétique du flot contribue pour une fraction constante $(1 - \beta)$ à la pression totale du gaz :

$$p_m = \frac{B^2}{24\pi} = (1 - \beta)\rho c_s^2, \quad (16)$$

où p_m est la pression magnétique. Les modèles d'ADAF supposent, en général, $\beta = 0.5$, c'est à dire une équipartition entre pression du gaz et pression magnétique.

Un chauffage préférentiel des ions. L'énergie produite par la viscosité turbulente chauffe préférentiellement les ions et seulement une faible fraction $\delta \sim 10^{-3} \sim m_e/m_p \ll 1$ de cette énergie est fournie directement aux électrons.

Un couplage coulombien entre électrons et ions. Les modèles d'ADAF à deux températures supposent que les ions et les électrons interagissent principalement par des collisions coulombiennes et qu'il y a peu de couplage thermique entre les deux espèces. Ce couplage coulombien permet de transférer l'énergie visqueuse des ions aux électrons. Il est d'autant plus efficace que le taux d'accrétion est élevé.

Une viscosité α élevée. Le paramètre de viscosité α utilisé dans les modèles d'ADAF à deux températures est constant et ne dépend pas

du rayon. Les modèles publiés utilisent habituellement des valeurs de α de l'ordre de 0.25 à 0.3.

3.2 Propriétés des ADAF à deux température optiquement fins

Pour la suite de ce cours, toutes les masses seront exprimées en unités de masse solaire,

$$M = m M_{\odot},$$

le rayon en unité de rayon de Schwarzschild,

$$R = r R_S, \quad R_S = \frac{2GM}{c^2} = 2.95 \times 10^5 m \quad \text{cm},$$

et le taux d'accrétion en unité d'Eddington,

$$\dot{M} = \dot{m} \dot{M}_{\text{Edd}}, \quad \dot{M}_{\text{Edd}} = \frac{L_{\text{Edd}}}{\eta_{\text{eff}} c^2} = 1.39 \times 10^{18} m \quad \text{g s}^{-1},$$

où nous fixons η_{eff} , l'efficacité de conversion d'énergie de masse en rayonnement, à une valeur standard de 0.1.

Les propriétés essentielles des ADAF à deux températures optiquement fins peuvent être résumées comme suit :

Un taux d'accrétion maximal critique. Il existe un seuil sur le taux d'accrétion au delà duquel le couplage coulombien entre ions et électrons devient efficace. Les électrons récupèrent l'énergie de dissipation visqueuse des ions et rayonnent cette énergie. Le flot d'accrétion cesse d'être un ADAF. Ce taux d'accrétion critique peut être trouvé en déterminant le \dot{m} pour lequel le chauffage visqueux q^+ est égal au taux de transfert d'énergie entre ions et électrons, q^{ie} . Une autre solution consiste à chercher pour quel taux d'accrétion le temps de thermalisation électrons-ions (temps nécessaire pour forcer $T_i \approx T_e$), t_{ie} , est égal au temps d'accrétion (temps de chute sur l'objet compact), t_a . Ces estimations donnent $\dot{m}_{\text{crit}} \sim \alpha^2$ (cf. Esin et al. 1997, voir Narayan 1998 pour une discussion complète). Cette valeur de \dot{m}_{crit} est indépendante du rayon jusqu'à $10^2 - 10^3$ rayons de Schwarzschild. Au delà, le gaz est à une seule température et \dot{m}_{crit} décroît avec r . La figure 5 montre une estimation du profil de \dot{m}_{crit} en fonction de r . Les observations montrent que les solutions ADAF à deux températures existent jusqu'à des taux d'accrétion de $\dot{m}_{\text{crit}} \sim 0.05 - 0.1$, ce qui est compatible avec une viscosité élevée, de l'ordre de $\alpha \sim 0.2 - 0.3$.

Profils de température des ions et des électrons. Dans un ADAF à deux températures, les ions reçoivent la plupart de l'énergie visqueuse et ont des températures très élevées, de l'ordre de 10^{12} K pour $r = 1$. D'un autre

coté, les électrons sont chauffés par une série de processus (couplage coulombien avec les ions, compression, une fraction δ du chauffage visqueux) dont l'efficacité est très variable en fonction du taux d'accrétion et du rayon. Leur température, à une distance $r < 10^2$, est généralement de l'ordre de $10^9 - 10^{10}$ K, bien inférieure à celle des ions.

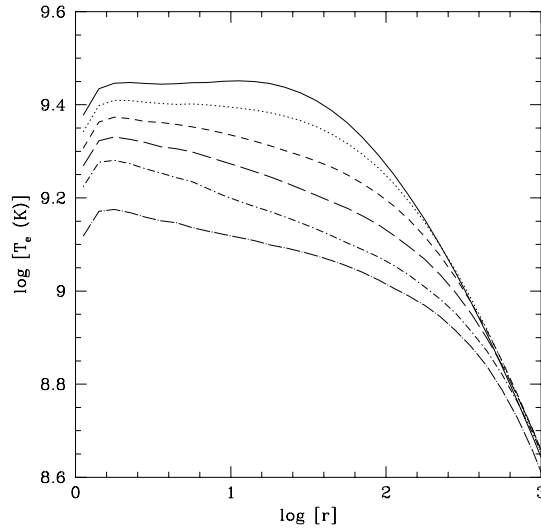


Figure 2.: Profil de température électronique T_e en fonction du rayon r pour un ADAF de taux d'accrétion (depuis le haut vers le bas) $\log(\dot{m}) = -2, -1.8, -1.6, -1.4, -1.2, -1.1$ (d'après Esin et al. 1997).

La figure 2 montre des profils de température électronique en fonction du rayon, pour différents \dot{m} . Les électrons sont plus froids pour des taux d'accrétion élevés, alors que la quantité d'énergie qui leur est transférée augmente par couplage coulombien. Cela s'explique par le fait que, à fort taux d'accrétion, le mécanisme de rayonnement dominant est la diffusion Compton inverse. C'est un processus extrêmement efficace lorsque la profondeur optique augmente, ce qui est le cas pour des taux d'accrétion élevés.

Le spectre émis par un ADAF. Le spectre émis par un ADAF s'étend depuis les ondes radio ($\sim 10^9$ Hz) jusqu'aux rayons γ ($> 10^{23}$ Hz), et peut être divisé en deux parties :

- Depuis les ondes radio jusqu'aux X durs, le rayonnement est produit par les électrons (processus synchrotron, bremsstrahlung et inverse Compton).

- Le rayonnement γ de haute énergie provient de la décroissance des pions neutres formés dans les collisions proton-proton.

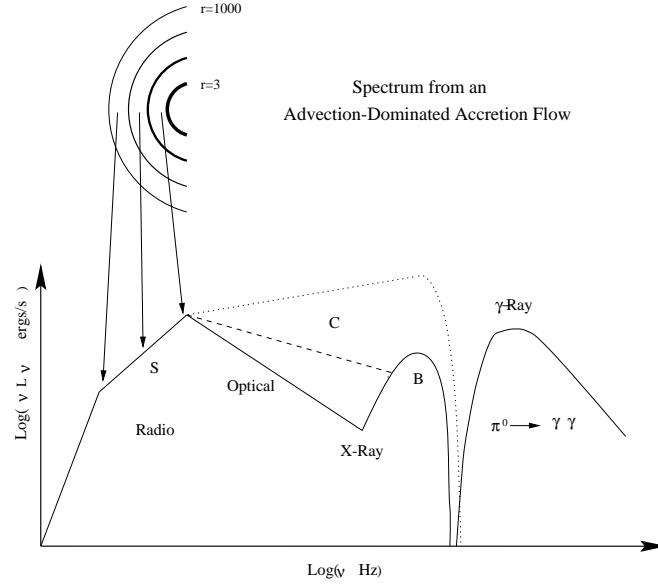


Figure 3.: *Spectre schématique d'un ADAF autour d'un trou noir. S, C, and B signifient synchrotron, inverse Compton, et bremsstrahlung, respectivement. La ligne continue correspond à un \dot{m} faible, celle en tirets à une valeur intermédiaire et celle en pointillés à une valeur élevée de $\dot{m} \sim \dot{m}_{\text{crit}}$. La partie de haute énergie est due à la décroissance des pions neutres formés par collisions p-p.*

La figure (3) montre schématiquement les différents éléments de ce spectre et leur région d'origine. A basse énergie (S, sur la figure), l'émission est due au refroidissement synchrotron des électrons. Cette émission est hautement auto-absorbée et dépend très fortement de la température électronique ($\nu L_\nu \propto T_e^7$). Le maximum de cette composante provient des régions proches du trou noir.

Les photons de basse énergie produits par rayonnement synchrotron sont diffusés par effet Compton inverse sur les électrons pour produire des radiations s'étendant jusqu'aux températures électroniques (~ 100 keV, $h\nu_{\text{max}}^C \approx kT_e$). Ce processus de diffusion dépend fortement du taux d'accrétion. Pour des taux élevés, la profondeur optique est grande et cet effet domine le spectre (lignes pointillée, sur la figure 3). Pour des taux faibles, cet effet Compton inverse devient moins efficace, le spectre devient plus mou (ligne en tirets). Pour de très faibles taux, l'émission X est dominée par le processus bremsstrahlung dont le spectre s'étend, lui aussi, jusqu'à la température électronique kT_e (courbe B).

A haute énergie, l'émission de l'ADAF est produite par la décroissance des pions neutres générés lors des collisions proton-proton. Si les protons ont une distribution thermique, le spectre est piqué à ~ 70 MeV, la moitié de l'énergie de masse des pions et cette composante est faible. Si les protons ont un spectre en loi de puissance, le spectre émis est également en loi de puissance (de même indice), s'étend à haute énergie et la luminosité γ est beaucoup plus intense.

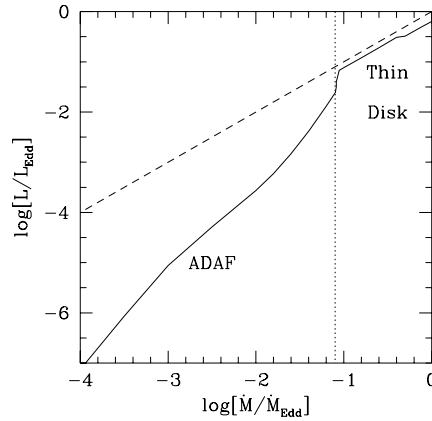


Figure 4.: *Luminosité bolométrique en fonction du taux d'accrétion (simulations de Esin et al. 1997). La ligne pointillé verticale marque le taux d'accrétion limite (\dot{m}_{crit}), pour $\alpha = 0.3$. Au delà de \dot{m}_{crit} , l'accrétion se produit selon un disque mince et la luminosité $L \propto \dot{m}$. Au dessous de \dot{m}_{crit} , on a un ADAF à faible rayon et un disque mince au delà. Dans ce cas, $L \propto \dot{m}^2$. La ligne en tirets correspond à une luminosité de $L = 0.1\dot{M}c^2$, i.e. une efficacité radiative de 10 %.*

Les ADAF sont nettement moins lumineux que les disques fins pour de faibles valeurs de \dot{m} car la plupart de l'énergie est emportée par le flot d'accrétion au delà de l'horizon du trou noir. La luminosité d'un ADAF est proportionnelle à $\sim \dot{m}^2$, ce qui donne une efficacité radiative proportionnelle à \dot{m} :

$$\eta_{\text{eff}} \propto \frac{L_X}{\dot{m}c^2} \propto \dot{m} \quad (17)$$

Au contraire, pour un disque fin, la luminosité est proportionnelle à \dot{m} et l'efficacité radiative de l'ordre de $\sim 10\%$. Ceci est illustré sur la

figure 4 qui montre les résultats de simulations effectuées par Esin et al. (1997).

3.3 Le rayon de transition disque fin/ADAF

Le taux d'accrétion critique en dessous duquel un ADAF peut exister est à priori dépendant du rayon et décroît avec celui-ci. On peut donc penser que, pour un taux d'accrétion donné, le flot dans les parties centrales du système soit un ADAF et que celui-ci est connecté à un disque fin à un rayon de transition r_{tr} .

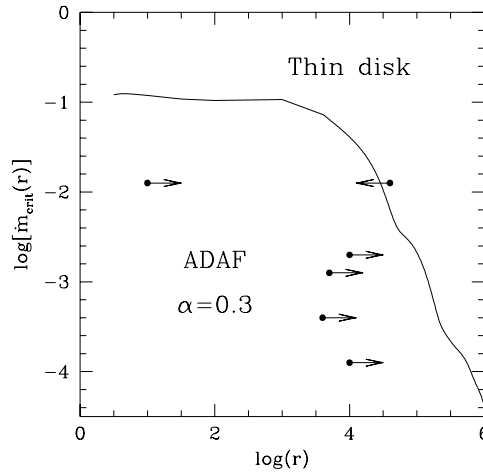


Figure 5.: La courbe continue montre la variation de $\dot{m}_{crit}(r)$ avec le rayon r . Selon le “principe ADAF fort”, cette courbe représente également les variations du rayon de transition r_{tr} avec \dot{m} . La région au dessus et à droite de cette courbe représente les solutions de disque fin et celle au dessous de la courbe les solutions d’ADAF. Les flèches montrent les limites inférieures sur ce rayon de transition obtenues en ajustant le modèle aux données de plusieurs sources (à partir du haut : NGC 4258, V404 Cyg, GRO J1655-40, A0620-00, et Sgr A*). La courbe calculée est cohérente avec ces limites.

La forme exacte de la dépendance $r_{tr}(\dot{m})$ n’est pas connue. Narayan & Yi (1995b) ont suggéré que, quand le flot d’accrétion a le “choix” entre un disque fin et un ADAF, la configuration ADAF sera choisie. C’est le “principe ADAF fort”. Selon ce principe, $r_{tr}(\dot{m})$ est la distance maximale pour laquelle un ADAF est permis ou, ce qui est équivalent, $r_{tr}(\dot{m})$ est fixé au rayon pour lequel $\dot{m}_{crit}(r) = \dot{m}$ (voir figure 5). A de très bas taux

d'accrétion ($\dot{m} \ll \dot{m}_{\text{crit}} \sim \alpha^2$), r_{tr} sera très grand même si un disque fin est viable pour tout rayon.

4. Applications

Les modèles d'ADAF ont été appliqués à des systèmes binaires accrétants contenant des trous noirs. Le modèle de base a deux paramètres ajustables : le taux d'accrétion \dot{m} et le rayon de transition r_{tr} . La physique du flot d'accrétion est décrite par les paramètres standards (viscosité $\alpha = 0.25 - 0.30$, équipartition magnétique $\beta = 0.5$ et rapport des taux de chauffage électrons-ions $\delta = 0.001$). Les solutions sont néanmoins peu sensibles au choix des paramètres r_{tr} et δ . Le paramètre principal est le taux d'accrétion car l'émission X, en particulier l'émission Compton inverse, est très sensible à la densité du plasma.

4.1 Applications des ADAF aux binaires X

Les trous noirs en "quiescence" Les modèles d'ADAF ont été utilisés pour modéliser le spectre des sources transitoires X contenant un trou noir (les "soft X-ray transients" ou SXT), en particulier, A0620-00, V404 Cyg, et GRO J1655-40 (Narayan et al. 1996 ; Narayan et al. 1997b ; Hameury et al. 1997). Ces systèmes binaires X de faible masse rentrent épisodiquement en éruption ("outburst"), mais sont la plupart du temps dans un état de faible luminosité ("quiescence"). Dans ce dernier cas, un modèle de disque fin est totalement inadéquat car on ne peut rendre compte à la fois de l'émission optique/UV et de l'émission X. Dans le cas de A0620-00 par exemple, un disque fin standard nécessite un taux d'accrétion de $\dot{M} \sim 10^{-10} M_{\odot} \text{an}^{-1}$ pour expliquer le flux optique/UV et un taux de $\dot{M} \sim 10^{-15} M_{\odot} \text{an}^{-1}$ pour l'émission X. D'autre part l'émission optique d'un disque fin réclamerait des températures de l'ordre de $\sim 10^4 \text{K}$ et ce disque serait instable thermiquement (Wheeler 1996 ; Lasota et al. 1996).

Ces problèmes ont été résolus en utilisant un modèle d'ADAF + disque fin pour lequel $r_{\text{tr}} \sim 10^3 - 10^4$. Sur les figures 6 et 7, on peut voir des spectres calculés avec cette modélisation. Pour les deux sources A0620-00 et V404 Cyg, le modèle reproduit raisonnablement bien à la fois l'émission optique/UV et l'émission X. Hameury et al. (1997) ont montré que, dans le cas d'un autre SXT, GRO J1655-40, un modèle d'ADAF+disque est également consistant avec les observations.

Les lignes en pointillés sur les figures 6 et 7 montrent les spectres de disques fins ajustés aux données optique. Ce dernier modèle est clairement incompatible avec les observations. L'émission optique d'un ADAF dans une transitoire X est dû à l'effet synchrotron et non à une émission thermique, comme dans le cas d'un disque fin ce qui résout le problème

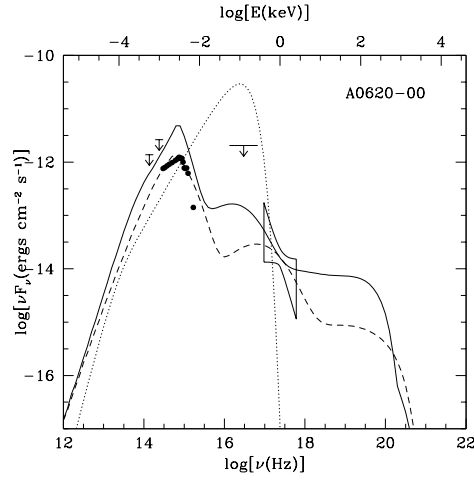


Figure 6.: Spectre de la source SXT A0620-00. La ligne continue est spectre d'un ADAF de taux d'accrétion $\dot{m} = 4 \times 10^{-4}$, ajusté aux données. La courbe en tirets est le spectre d'un ADAF avec une valeur de $\beta = 0.8$, au lieu de la valeur standard $\beta = 0.5$. La courbe pointillée montre le spectre d'un disque fin de taux d'accrétion $\dot{m} = 1 \times 10^{-5}$ ce qui ne reproduit correctement ni l'émission optique, ni l'émission X. Ce type de modèle est totalement inadapté (d'après Narayan et al. 1997b).

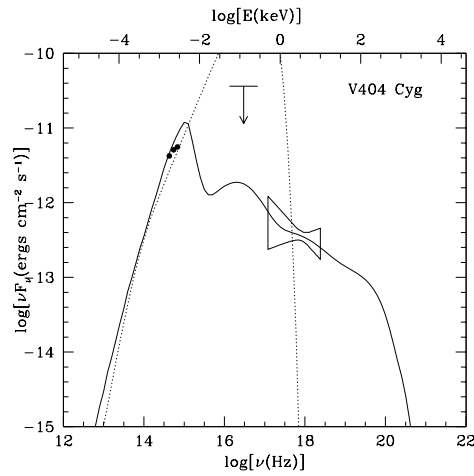


Figure 7.: Spectre de la source SXT V404 Cyg. La ligne continue est spectre d'un ADAF de taux d'accrétion $\dot{m} = 2 \times 10^{-3}$ ajustée aux données. La courbe pointillée montre le spectre d'un disque fin de taux d'accrétion $\dot{m} = 1.8 \times 10^{-3}$ qui ne reproduit correctement ni l'émission optique, ni l'émission X.

de la stabilité. L'émission optique de l'ADAF peut être ajustée en changeant légèrement la valeur du paramètre β (voir la courbe en tirets sur la figure 6, correspondant à $\beta = 0.8$).

4.2 Les différents états des binaires X

Narayan et al. (1996a) ont proposé que les différents états observés dans une binaire X contenant un trou noir peuvent être compris dans le cadre d'un modèle disque+ADAF à différents taux d'accrétion \dot{m} et donc différents rayons de transition r_{tr} . Cette idée a été détaillée par Esin et al. (1997). Une représentation schématique de ce modèle est donnée sur la figure 8.

Ces différents états sont :

1. Etat de "quiescence" : pour de très faibles valeurs de taux d'accrétion ($\dot{m} < 10^{-2}$), la comptonisation est faible et le flux X bien inférieur au flux optique. L'efficacité radiative est très basse et la majeure partie de l'énergie est emportée au delà de l'horizon du trou noir.
2. Etat bas : Pour des valeurs de \dot{m} comprises entre 10^{-2} et $\sim 10^{-1}$, la géométrie du flot est similaire, mais la luminosité et l'efficacité radiative augmentent rapidement avec \dot{m} . Un exemple de spectre d'une SXT dans cet état bas (GRO J0442+32, Nova Persei) est montré sur la figure 9. Le processus de comptonisation devient dominant ce qui produit un spectre très dur qui pique autour de 100 keV.
3. Etat intermédiaire : le taux d'accrétion approche le taux critique $\dot{m}_{crit} \sim 0.1$. Le rayon de transition décroît et l'ADAF central est comprimé dans les régions centrales. Le disque fin devient aussi lumineux que l'ADAF et le spectre émis devient de moins en moins dur.
4. Etat haut : pour des taux d'accrétion $\dot{m} > \dot{m}_{crit}$, l'ADAF sphérique a entièrement disparu. Autour des régions centrales de ce disque, il subsiste une couronne chaude. Cette dernière a des propriétés similaires à un ADAF. Le spectre correspondant est celui d'un disque fin standard avec une composante dure en loi de puissance due à un effet Compton inverse dans la couronne.
5. Etat très haut : pour des taux d'accrétion proches de la limite d'Eddington, la structure est similaire à l'état haut mais il est possible que la couronne chaude entourant les parties centrales du disque se renforce.

Ce modèle rend compte de façon convainquante des variations spectrales observées dans les binaires contenant un trou noir.

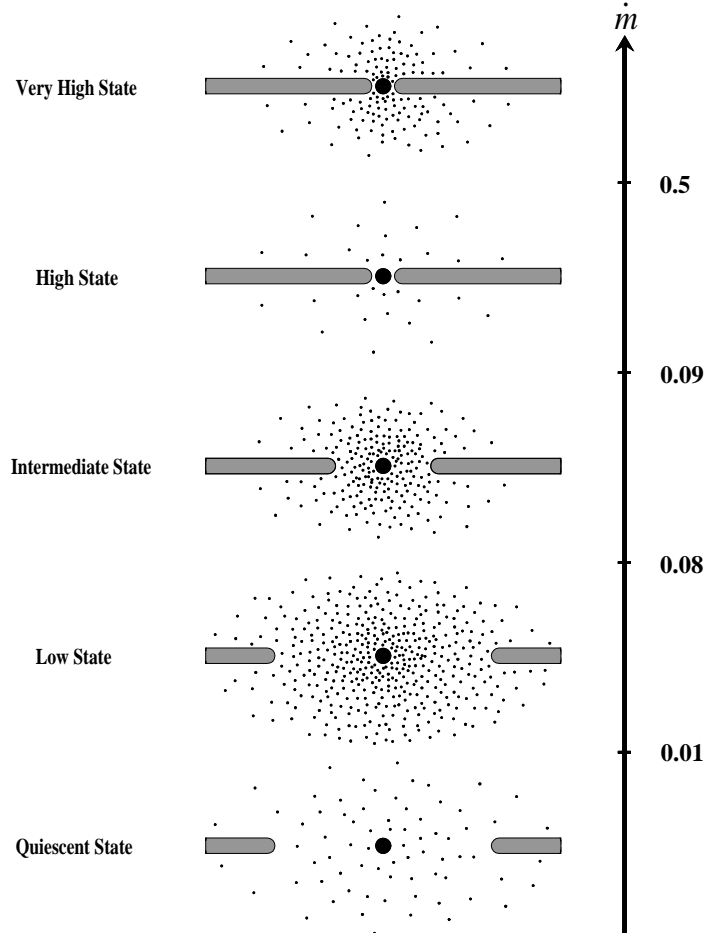


Figure 8.: Configuration du flot d'accrétion pour les différents états correspondants à différents taux d'accrétion \dot{m} (d'après Esin et al. 1997). Les ADAF sont représentés par des points et le disque fin par une barre horizontale. Le rayon de transition entre l'ADAF et le disque diminue avec le taux d'accrétion. En parallèle, l'ADAF devient de plus en plus dense et froid. Dans l'état haut, le disque s'étend jusqu'à la dernière orbite stable et l'ADAF est réduit à une couronne de faible densité autour du disque. Pour des luminosités encore plus importantes, cette couronne pourrait se renforcer.

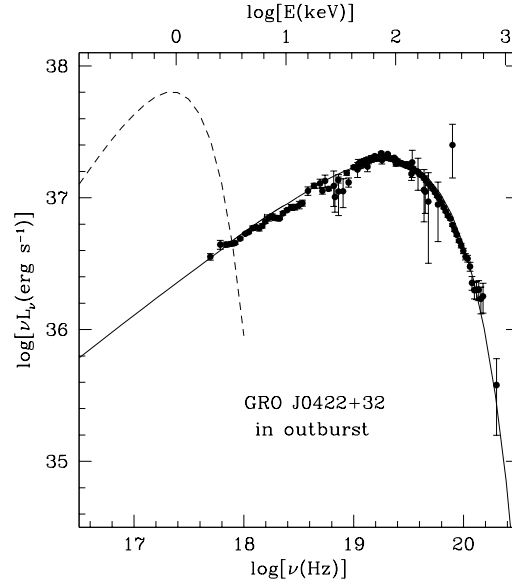


Figure 9.: Spectre de GRO J0422+32 dans l'état bas, pendant l'éruption, modélisé par un ADAF (ligne continue). La courbe en tirets montre le spectre d'un disque fin qui aurait le même taux d'accrétion ($\dot{m} = 0.1$).

4.3 Existence d'un horizon du trou noir

Dans un flot d'accrétion de type ADAF, l'énergie visqueuse est principalement stockée par les protons et emportée par le flot. Lorsque l'accrétion se produit sur un trou noir, cette énergie non rayonnée est définitivement perdue, pour un observateur extérieur, lorsque le flot atteint l'horizon du trou noir. Si le flot rencontre une surface solide, comme dans le cas de l'accrétion sur une étoile à neutrons, cette énergie sera récupérée sous forme de rayonnement, produisant une luminosité nette de l'ordre de $\sim 0.1\dot{M}c^2$.

Le succès des modèles d'ADAF pour modéliser les spectre de nombreux candidats trou noir, sans rayonnement reprocessé sur une surface solide, est considéré comme une indication très forte de la présence d'un horizon dans ces objets, donc de leur nature fondamentale de trou noir.

Ceci est confirmé par la comparaison des luminosités des SXT contenant des étoiles à neutrons et des trous noirs. En éruption, le taux d'accrétion dans les deux cas est élevé $\dot{m} \sim 1 > \dot{m}_{\text{crit}}$, et l'accrétion se produit selon un disque mince. Pour un taux d'accrétion équivalent, les luminosités observées, L_{max} , sont proportionnelles à m (cf. équation 1), la masse de l'objet central. On s'attend donc à ce que les SXT avec trou

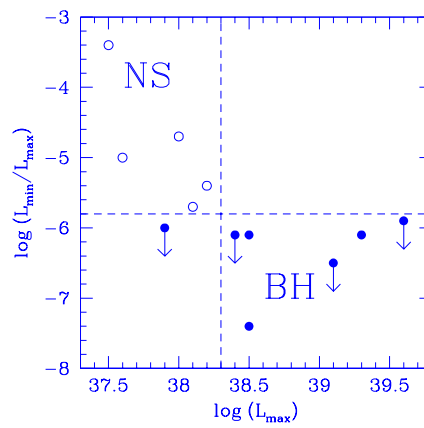


Figure 10.: *Comparison des variations de luminosité des transitoires X avec des trous noirs (BH, cercles pleins) et des étoiles à neutrons (NS, cercles vides) entre la “quiescence” (L_{\min}) et l’éruption (L_{\max}). L’amplitude des variations est systématiquement plus élevée pour les transitoires avec des trous noirs qu’avec des étoiles à neutrons. Ce pourrait être la conséquence de la présence d’un horizon des trous noirs.*

noir aient des luminosités maximales supérieures aux SXT avec étoile à neutrons, parce que leur masse est supérieure.

En “quiescence”, le taux d’accrétion est faible, $\dot{m} \ll \dot{m}_{\text{crit}}$, et l’accrétion se produit dans les deux cas selon un ADAF. Néanmoins, pour une étoile à neutrons, l’énergie emportée par le flot sera ré-émise et donc la luminosité reste proportionnelle à \dot{m} . Pour un ADAF autour d’un trou noir, l’énergie emportée par le flot au delà de l’horizon est perdue. La luminosité en “quiescence”, L_{min} , d’un trou noir est donc moindre, approximativement proportionnelle à \dot{m}^2 (voir figure 4). L’amplitude de variation de la luminosité d’une SXT entre la “quiescence” et l’éruption est donc plus importante si l’objet compact est un trou noir. On peut voir sur la figure 10 que c’est exactement ce qui est observé.

5. Conclusion

Le modèle d’ADAF à deux températures fournit un cadre consistant pour comprendre la dynamique et le spectre des flots d’accrétion, pour des taux faibles ($\dot{m} < 0.1$). Les couronnes chaudes qui entourent les disques peuvent également être modélisées par des ADAF jusqu’à des taux de l’ordre de $\dot{m} \sim 0.1$.

Le succès de ce modèle est probablement l’avancée théorique la plus significative des dix dernières années pour la compréhension du mécanisme d’accrétion sur un objet compact dans une binaire X.

Lorsqu’un ADAF est présent dans un système binaire, la luminosité X est faible et ces sources étaient difficilement détectables par les télescopes X. Dans un futur très proche, grâce à leur grande sensibilité, les télescopes XMM-Newton et Chandra permettront certainement de tester extensivement ces modèles et, peut être, de fournir la preuve définitive de la présence d’un horizon autour des candidats trous noirs. L’étape suivante sera de comprendre le comportement de la matière dans l’environnement proche de cette singularité fondamentale de la théorie de la relativité générale.

Références

- Abramowicz, M., Chen, X., Kato, S., Lasota, J. P., & Regev, O., 1995, ApJ, 438, L37.
- Abramowicz, M., Czerny, B., Lasota, J. P., & Szuszkiewicz, E., 1988, ApJ, 332, 646
- Abramowicz, M., Chen, X., Granath, M., & Lasota, J.-P., 1996, ApJ, 471, 762
- Chen, X. 1995, MNRAS, 275, 641

- Chen, X., Abramowicz, M. A., Lasota, J.-P., Narayan, R., & Yi, I. 1995, *ApJ*, 443, 61
- Chen, X., Abramowicz, M. A., Lasota, J.-P. 1997, *ApJ*, 476, 61
- Esin, A. A., 1997, *ApJ*, 482, 400
- Esin, A. A., McClintock, J. E., & Narayan, R., 1997, *ApJ*, 489, 865
- Gammie, C. F. & Popham, R. G., 1998, *ApJ*, 498, 313
- Hameury, J.-M., Lasota, J.-P., McClintock, J. E., & Narayan, R., 1997, *ApJ*, 489, 234
- Lasota, J.-P., Narayan, R., & Yi, I., 1996a, *A&A*, 314, 813
- Lasota, J.-P., Abramowicz, M. A., Chen, X., Krolik, J., Narayan, R., & Yi, I., 1996b, *ApJ*, 462, 142
- Narayan, R., & Yi, I., 1994, *ApJ*, 428, L13
- Narayan, R., & Yi, I., 1995a, *ApJ*, 444, 231
- Narayan, R., & Yi, I., 1995b, *ApJ*, 452, 710
- Narayan, R., McClintock, J. E., & Yi, I. 1996, *ApJ*, 457, 821
- Narayan, R., Kato, S., & Honma, F. 1997a, *ApJ*, 476, 49
- Narayan, R., Barret, D., & McClintock, J. 1997b, *ApJ*, 482, 448
- Narayan, R.; Mahadevan, R.; Quataert, E. 1998, *Theory of Black Hole Accretion Disks*, edited by Marek A. Abramowicz, Gunnlaugur Bjornsson, and James E. Pringle. Cambridge University Press, p. 148, astro-ph/9803141
- Peitz, J., & Appl, S. 1997, *MNRAS*, 286, 681
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Shapiro, S. L., Lightman, A. P., & Eardley, D. M. 1976, *ApJ*, 204, 187 (SLE)
- Wheeler, C. J., 1996, in *Relativistic Astrophysics*, eds. B. Jones & D. Markovic (Cambridge : Cambridge University press)